

22. Moderne metode optičke spektroskopije

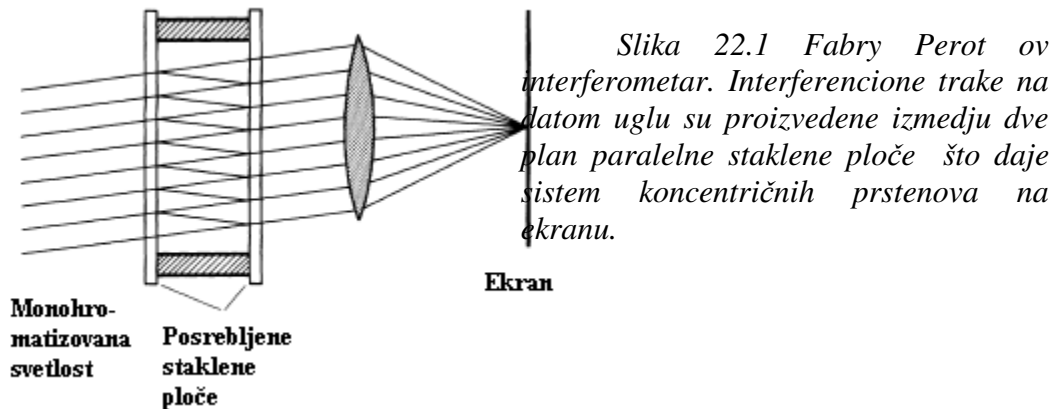
22.1. Klasične metode

U prethodnim glavama smo videli da je optička spektroskopija najvažniji metod proučavanja elektronskih ljuski atoma i za razumevanje atomske strukture. Videli smo u više slučajeva, da se ekstremno malo cepanje ili pomeraj spektralnih linija može odrediti pomoću visoko spektralne rezolucije. Progres u našem znanju atomske strukture i osnova kvantne mehanike je bio moguć zbog neprekidnog poboljšanja eksperimentalnih tehnika.

U ovoj glavi ćemo po prvi put tretirati pitanje dostizanja visoke spektralne rezolucije. Ako je $\Delta\lambda$, razlika talasnih dužina dve bliske spektralne linije koje se još uvek mogu prepoznati u spektru kao dve linije- tj razdvojiti- onda je količnik $\lambda/\Delta\lambda$ spektralna moć aparature. (Zapazimo da velika vrednost ovog količnika implicira “visoku” moć razdvajanja.)

Korišćenjem prizmi i rešetaka, koje su razvijene do savršenstva u prvoj četvrtini prošlog veka, bilo je teško dobiti moć razdvajanja znatno veću od nekoliko $\cdot 10^5$. Difrakcija ograničava moć razdvajanja spektrografskih rešetaka na proizvod $N \cdot m$, gde je N ukupan broj zarezova rešetke, a m je red spektra. Oba broja se ne mogu povećavati neograničeno uz merljivi intenzitet svetlosti. Vrlo visoka moć razdvajanja se može dostići posmatranjem zrakova višeg reda sa odgovarajuće oblikovanom rešetkom ali u ograničenom opsegu talasnih dužina. Ako je potrebna moć razdvajanja veća od 10^6 moraju se koristiti interferometri. Najvažniji tip je Fabry Perot ov interferometar sa paralelnim pločama (Slika 22.1).

Ovaj interferometar se sastoji od dve poluposrebrene staklene ploče koje su postavljene paralelno jedna drugoj na rastojanju od nekoliko cm. Kroz višestruku refleksiju dostiže se interferencija višeg reda m .



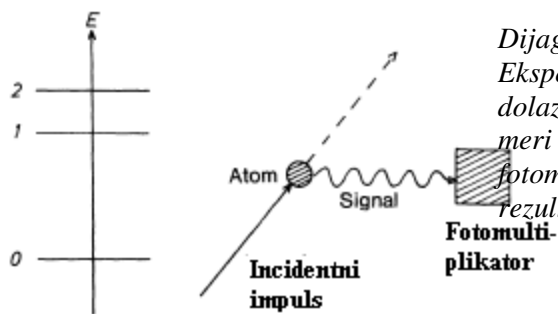
Ako je prostor između ploča 2.5 cm, onda je putna razlika između susjednih zraka jednaka 5 cm. Za svetlost talasne dužine 500 nm, ovo odgovara redu $m=10^5$, jer je $m=(5 \cdot 10^{-2} \text{ m}) / (5 \cdot 10^{-7} \text{ m})$. Broj zraka koji može da interferira je ograničen reflektivnošću ogledala i reda je oko 10. Tako je moć razdvajanja oko 10^6 prema formuli $\lambda/\Delta\lambda=mN$.

Ovakvim spektrografom može se proučavati, oblik linija ili cepanje u magnetskom polju pojedinih spektralnih linija. Iz ovog razloga, obično se koristi monohromator da bi se pre selektovala svetlost ispred Fabry-Perot ovog interferometra. U ravni slike interferometra, opaža se sistem koncentričnih prstenova. Za monohromatsku svetlost, ovo su susedne interferencije reda m , $m=1000000, 1000001, 1000001$ i td. Raspodela intenziteta u interferencionim trakama se može snimiti fotografski ili fotoelektrično. Opseg talasnih dužina se može donekle povećati menjanjem prostora izmedju ploča ili pritiskom gasa izmedju ploča.

Poslednjih 10 godina, kompletno nove metode ultra visoke rezolutne spektroskopije su postale moguće i dostupne, pre svega kao rezultat razvoja laserske tehnologije. U sledećim sekcijama tretiraće se ove metode sa više detalja.

22.2. Quantum beats

U ovoj sekciji tretiraćemo moderni spektroskopski metod poznat pod imenom “*quantum beats*”. Ovaj metod omogućuje razdvajanje bliskih nivoa. Da bi se razumeo princip, zamislimo atom sa tri nivoa, koje ćemo označiti indeksima 0, 1 i 2 (SL.22.2). Pretpostavlja se da su energetska nivoa 1 i 2 bliski, sa razlikom frekvencija $\omega_{12} = (E_1 - E_2)/\hbar$. Atom se nalazi prvo u osnovnom stanju 0 i onda se eksituje kratkotrajnim svetlosnim impulsom. Trajanje impulsa τ se bira tako da se ispunjava relacija $\tau \ll 1/\omega_{12}$. Centralna frekvencija (noseća frekvencija) ω_0 impulsa odgovara frekvenciji prelaza sa nivoa 0 na jedan od nivoa 1 ili 2. Ako pretpostavimo da je impuls u obliku sinusnog talasa, onda su frekvencije u opsegu $-\omega_{12} + \omega_0$ do $\omega_{12} + \omega_0$. Svetlosni impuls može da izazove da elektron doživi prelaz iz osnovnog stanja u jedno od stanja 1 ili 2 ili, generalnije u superpoziciju ova dva stanja. Superpozicija dve talasne funkcije se može interpretirati, kao što smo videli u Sekciji 16.1.4 kao oscilacija, na primer dipola sa frekvencijom ω_{12} .



Slika 22.2. Kvantni beat. Levo; Dijagram energetskih nivoa. Desno; Eksperimentalni uređaj. Atom se eksituje dolazećim impulsom. Emitovano zračenje se meri u drugom pravcu pomoću fotomultiplikatora. Tipični eksperimentalni rezultati su pokazani na slici 23.3.

Ako elektron zrači svetlost, eksponencijalno opadanje izračene svetlosti iz spontane emisije se modulira na oscilacionoj frekvenciji ω_{12} . Primenjujući statističku interpretaciju kvantne mehanike, ovaj fenomen se često objašnjava na sledeći način: pobudjeni elektron kada je u stanju 1, može da emituje frekvenciju $\omega_{10} = (E_1 - E_0)/\hbar$ a kada je u stanju 2 onda foton sa frekvencijom

$\omega_{20} = (E_2 - E_0)/\hbar$. Ovim svetlosnim kvantim, ovde odgovara *beat* frekvencije $\omega_{12} = \omega_{20} - \omega_{10}$; tako dolazimo do imena "kvantni beats".

Daćemo sada egzaktniji kvantno mehanički tretman. Koristeći kvantnu teoriju, moramo uzeti talasnu fucnkiju ekscitovanog elektrona u trenutku $t=0$ kao

$$\psi(r,0) = \alpha_1 \Phi_1(r) + \alpha_2 \Phi_2(r), \quad (22.1)$$

gde je Φ_i talasna funkcija elektrona na nivou $i=1$ ili 2 . Koeficijenti α su određeni inicijalnim procesom ekscitacije. U vremenu koji sledi, elektron će da doživi prelaz u osnovno stanje, praćen emisijom fotona; verovatnoća zauzetosti nivoa 1 i 2 opada eksponencijalno sa konstantom opadanja 2Γ dok osnovno stanje postaje popunjeno. Odgovarajuća talasna funkcija se označava sa Φ_0 . Ovo implicira stanje u kome je elektron u osnovnom nivou, i pored toga prisutan je i foton. Ukupna talasna funkcija ima formu

$$\psi(r,t) = \alpha_1 e^{-iE_1 t/\hbar - \Gamma t} \Phi_1(r) + \alpha_2 e^{-iE_2 t/\hbar - \Gamma t} \Phi_2(r) + \alpha_0(t) \Phi_0(r) \quad (22.2)$$

Koeficijent α_0 , koji je specijalno interesantan za ovu aplikaciju se može odrediti kvantno mehanički. Nažalost, zbog skućenosti prostora ne možemo izložiti Wigner-Weiskopf ovu teoriju, koja se primenjuje u ovom određivanju. Zato, jednostavno prikazujemo rezultat, prema kome se α_0 sastoji iz dva dela

$$\alpha_0(t) = c_1(t) + c_2(t) \quad (22.3)$$

u kome koeficijenti c_j u principu imaju oblik

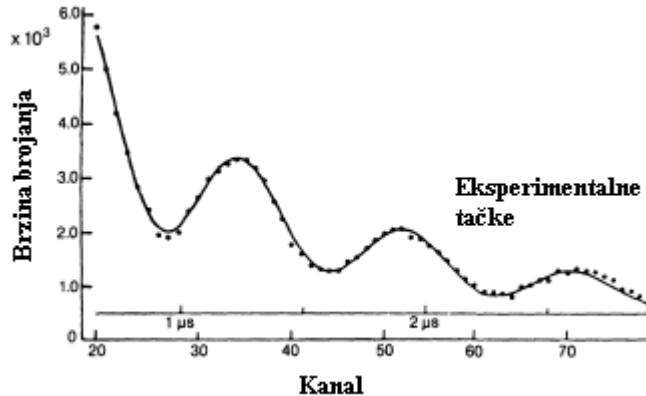
$$c_j(t) = \alpha_j \vec{e} \cdot \vec{\theta}_{0j} a e^{-iE_j t/\hbar} (e^{-\Gamma t} - e^{i(\omega_{j0} - \omega)t}) \quad (22.4)$$

Tako, koeficijent c_j zavisi od inicijalnog koeficijenta α_j , kao i od polarizacije \vec{e} emitovanog fotona i dipolnog momenta θ_{0j} koji povezuje osnovno i ekscitovano stanje j ; α je faktor proporcionalnosti koji ovde nije od daljeg interesa. Kao što se neposredno može ustanoviti, koeficijent c_j se anulira za $t=0$, ali dostiže maksimum nešto kasnije. Verovatnoća nalaženja elektrona u osnovnom stanju raste kontinualno dok ne dostigne 1 . Verovatnoća nalaženja fotona je data sa $|\alpha_0|^2$. Ako koristimo sumu 22.3 i eksplicitnu formu 22.4 možemo videti da $|\alpha_0|^2$ ima oblik

$$|\alpha_0|^2 = e^{-\Gamma t} [A + B \cos \omega_{12}(t + \Phi)] \quad (22.5)$$

Ovde su A i B vremenski zavisne konstante. Oscilatorni doprinos iz stanja 1 i 2 sa frekvencijom $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$ se dobija zbog superpozicije ovih stanja. Ako se nacрта zavisnost od vremena, dobija se modulisana kriva raspada. Frekvencija ω_{12} i razlika

energije dva ekscitaciona nivoa se može odrediti iz eksperimenta, koji se koristi za precizno merenje razlike enerija.



Slika 22.3. Primer eksperimentalnih podataka o kvantnom beatsu. Nacrtan je odbroj fotomultiplikatora u zavisnosti od vremena. Puna kriva pokazuje izračunatu funkciju kvantnog bita.

22.3. Saturaciona spektroskopija bez Doplerovog efekta.

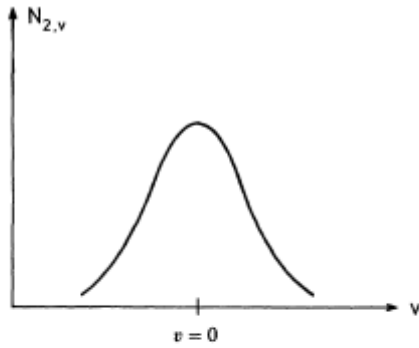
Kao što smo već videli u 16.2, spektralne linije atoma u gasnoj formi se šire zbog Doplerovog efekta. Kako je Doplerovo širenje, generalno, mnogo veće nego prirodna širina, to predstavlja znatnu prepreku za merenje uskih spektralnih linija. Pomoću lasera, nadjeno je da je moguće izbeći Doplerovo širenje. Da bi se razumelo kako, podsetimo se poglavlja o teoriji lasera, posebno gasnog lasera. Onde smo videli da zbog dejstva lasera, originalno invertovana populacija atoma (tj. $N_2 - N_1 > 0$) postaje manje invertovana.

Zamislimo sada da možemo da razdvojimo pojedine atome u gasnom laseru prema njihovom brzinama u aksijalnom pravcu kretanja. Svaka grupa atoma sa brzinom v ima komponentu zauzetosti $N_{1,v}$ ili $N_{2,v}$ u donjem i gornjem stanju, resp. Ako pomnožimo broj zauzeća $N_{2,v}$ za koji pretpostavljamo da je isti za sve grupe atoma v , sa Maksvelovom raspodelom brzina (16.73), dobijamo profil kao na slici 22.4. Ako sada zamislimo da se laserska svetlost proizvodi sa frekvencijom ω , ona će biti u mogućnosti da interaguje samo sa grupom atoma v za koje je Doplerov pomeraj

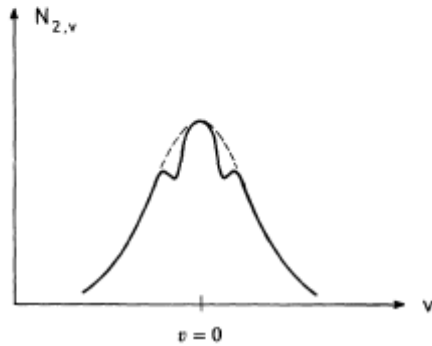
$$|\omega - \omega_0 + \omega_0 v/c| < \gamma \quad (22.6)$$

gde γ predstavlja veličinu prirodne širine linije atomskog prelaza, i ω_0 je frekvencija prelaza atoma u miru. Usled ove interakcije inverzija ove posebne grupe atoma v , će se smanjiti, tj broj atoma u gornjem nivo se redukuje. Na ovaj način, originalno neperturbovana populacija ima “šupljinu” slika 22.5.

Laserske cevi rade sa stojećim talasom, za koji možemo da uzmemo da se sastoji od dva talasa. Talas koji ide u jednom pravcu je u rezonanci sa atomima koji imaju brzinu $v=c(1-\omega/\omega_0)$ a u drugom je u rezonanci sa atomima sa brzinom $v=-c(1-\omega/\omega_0)$ gde je v komponenta brzine duž ose laserske cevi.



Slika 22.4. Broj ekscitovanih atoma N_2 sa brzinom v je predstavljen u funkciji brzine v i ima Gausovski oblik prema Maksvelovoj raspodeli.



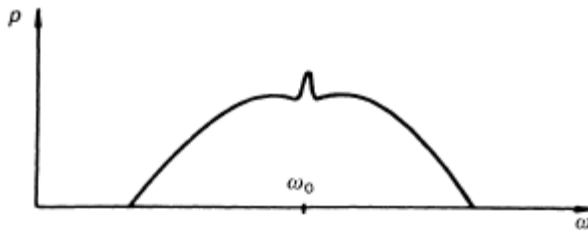
Slika 22.5. Slika prikazuje efekat stojećih laserskih talasa na raspodelu ekscitovanih atoma. Ako zamislimo da je stojeći talas izgradjen od dva putujuća talasa, svaka od ovih komponenti interaguje sa grupom atoma čija Dopplerova frekvencija koncidira sa frekvencijom lasera. Usled toga pojaviće se dve neravnine u raspodeli. Ako se ove dve neravnine poklapaju urez će biti dubok.

Na ovaj način u krivi inverzne distribucije pojavljuju se dve rupe. Ako se frekvencija lasera ω tačno slaže sa frekvencijom atomskog prelaza ω_0 dve rupe koincidiraju i vrlo dubok usek se poznaje u raspodeli. Ovo je slučaj za one atome čija je komponenta brzine duž ose lasera jednaka nuli, ili preciznije za koje je $|\omega_0 v/c| < \gamma$. Intenzitet emitovane laserske svetlosti prirodno zavisi od inverzne populacije; tako da intenzitet ide kroz minimum gde je laserska svetlost tačno u rezonanci sa frekvencijom prelaza atoma u miru, $v \approx 0$. Ovaj efekat je poznat kao Lambov dip (ugib). Ovo je, nezavisno i istovremeno teorijski predviđeno od Hakena i Sauermann a. Koristeći Lambov dip, položaj spektralne linije se može jasno i mnogo preciznije odrediti, do reda veličine prirodne širine. Ovaj metod je odgraničen na medije koji su laserski aktivni. Štaviše, u Lambovom dip u dodatni izvor širenja, nazvan power broadening, takodje igra ulogu; ovo će biti diskutovano kasnije.

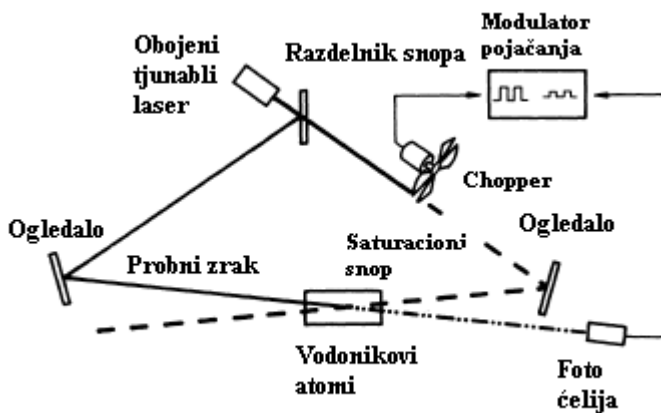
Značajno poboljšanje je sugerisano od strane *Letokhov-a*: substanca koja se proučava unese se u gasnoj formi između ogledala i laserski aktivnog medija. Kada se gasni atomi, koji imaju Maxwell ovu raspodelu brzina, obasjaju intenzivnim laserskim snopom oni koji zadovoljavaju uslov 22.6 jako absorbuju. Značajan deo ovih atoma se pumpa u ekscitovana stanja te njihov broj u osnovnom stanju opada i tako se smanjuje absorpcija. Tako se stvara rupa u apsorpcionoj liniji. Ako sada pretpostavimo da su laserska svetlost i centralna frekvencija atomskih prelaza u rezonanci, nalazimo sliku

prikazanu na Slici 22.6. Iznad Doplerovski široke linije, stvara se vrlo uska linija, sa širinom reda prirodne širine materijala koji se ispituje. Generalno, frekvencija laserske svetlosti i apsorbujućeg materijal nisu iste. Čak i tada, postoji oštra linija pojačane totalne emisije koja se opaža iznad Doplerovski proširene linije.

Slika 22.7 prikazuje eksperimentalni uređaj. S takvim metodom, moguće je opaziti Lambov pomeraj, koji je pomenut u Sekciji 12.11. Postoje brojne varijante metode diskutovane ovde, ali moramo da uputimo čitaoca na literaturu za dalje čitanje.



Slika 22.6. Stvaranje rupe u apsorpcionim linijama stvara pik u emitovanom zračenju, koji je ovde prikazan kao funkcija frekvencije laserskog polja. Širina pika odgovara prirodnoj širini.



Slika 22.7. Dijagram aparature za saturacionu spektroskopiju. Svetlost iz obojenog lasera sa promenljivom frekvencijom se deli u intenzivni saturacioni snop i slabiji test snop. Oni prolaze u suprotnim pravcima kroz posudu ispunjenu atomima vodonika (prema Hansch, Schawlow i Series.)

22.4. Bez doplerovska dvo fotonska apsorpcija.

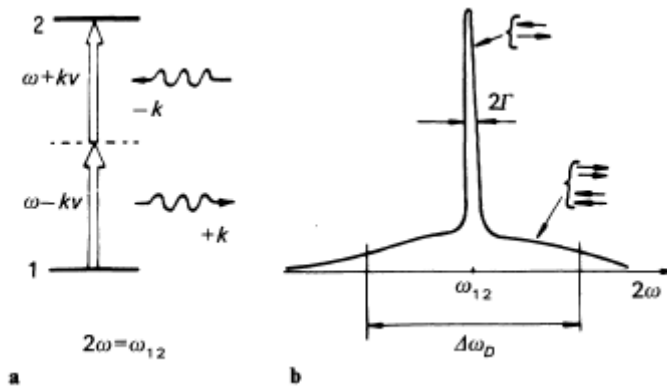
U intenzivnom polju laserske svetlosti, moguće je da jedan atom apsorbuje dva fotona. U ovom slučaju, energetska razlika ΔE izmedju dva nivoa je tačno dvostruka energija fotona, tj.

$$\Delta E = 2h\nu \equiv 2\hbar\omega \quad (22.7)$$

Atom takodje može da apsorbuje fotone sa različitim frekvencijama ω_1 i ω_2 gde konzervacija energije zahteva da je

$$\Delta E = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 \quad (22.8)$$

Pored toga mora se uzeti u obzir da su selekciona pravila za dvo fotonsku apsorpciju različita nego u slučaju jednofotonske apsorpcije. Na primer, prelazi izmedju dva s stanja nisu dozvoljeni. Ovo se može opravdati u okviru teorije perturbacija, ali to ovde ne možemo da objašnjavamo.



Slika 22.8. a) Dvo fotonska šema apsorpcije. Opet posmatramo laserski stojeći talas kao dva pokretna talasa u suprotnim pravcima. Deo koji putuje na desno interaguje sa atomima koji imaju Doplerovski pomerene frekvenciju prelaza $\omega-kv$, gde je k talasni broj. Talas koji se kreće u levo, medjutim interaguje sa atomima sa Doplerovom frekvencijom $\omega+kv$. Kada se ova dva talasa saberu, komponente brzine se ponište. B). Oblik rezonantne linije u dvofotonskoj apsorpciji. $\Delta\omega_D$ je Doplerova širina i 2Γ je ukupna širina rezonantne linije.

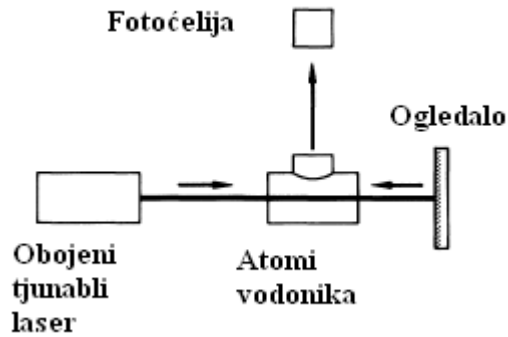
Zamislimo sada da propuštamo intenzivan snop laserske svetlosti, koji gradi stojeći talas u rezonatoru, kroz gas atoma koje proučavamo. Ako izdvojimo atom sa brzinom v u aksijalnom pravcu, frekvencija fotona ω koji se kreće u jednom pravcu u sistemu reference našeg atoma je $\omega_1 = \omega(1+v/c)$. Frekvencija fotona koji se kreće u suprotnom pravcu u sistemu reference atoma je $\omega_2 = \omega(1-v/c)$. Očigledno, atom može da apsorbuje oba fotona, zadovoljavajući zakon održanja energije, ako je

$$\Delta E = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega(1+v/c) + \hbar\omega(1-v/c) = 2\hbar\omega$$

Kako se brzina v izabranog atoma skrati u prethodnoj jednačini, dvoelektronski procesi su mogući na svim atomima, tako da se može formirati vrlo intenzivna apsorpciona linija

sa širinom linije jednake prirodnoj širini (Slika 22.8). Na ovaj način poništava se Doplerovsko širenje linije. Slika 22.9 pokazuje eksperimentalni uređaj.

U prethodnoj glavi, posebno, postalo je jasno da je atomska fizika još uvek oblast u kojoj se mnogo radi. Novi metodi visoko rezolutne spektroskopije su postali mogući zbog postojanja lasera, i oni nude mogućnost bližeg proučavanja atomske strukture i obavljanja potpuno nove vrste eksperimenata. Ovaj razvoj je sasvim sigurno još u toku.



Slika 22.9. Eksperimentalni uređaj dvofotonske spektroskopije. Dva laserska snopa kreću se u suprotnim pravcima duž optičke ose i prolaze kroz gas koji se studira. Apsorpcijom dva fotona (po jedan iz oba pravca) atom se podiže u ekscitovano stanje. Zračenje usled rekombinacije se detektuje fotoćelijom, dajući meru jačine apsorpcionih procesa.

22.5. Level crossing spektroskopija i Hanleov efekat

Koherentna ekscitacija dva različita ekscitovana stanja atoma, koja je uvedena u sekciji o kvantnom beatsu, je takodje osnova druge spektroskopske tehnike. Ona se, medjutim, može obaviti konvencionalnim svetlosnim izvorom ili elektronskim bombardovanjem, i prvi put je upotrebljena od strane Frankena 1959. Naziva se level-crossing spektroskopija.

Ako se atomski term cepa u spoljašnjem magnetskom polju B_0 (Glava 13), tada pri slabom ili srednjem polju, može doći do ukrštanja nivoa. Na izvesnoj jačini polja B_c dva različita Zeemanova terma se ukrštaju i koincidiraju energetski. Takvo ukrštanje se događa kada već postoji fina struktura u odsustvu spoljašnjeg polja B_0 , ili kada postoje hiperfini multipleti sa istom J vrednošću (Slika 22.10). Razmotrimo sada dva rezonantna prelaza iz terma čije je cepanje prikazano na slici 22.10. Oba se završavaju na istom osnovnom stanju i oba se ekscituju istovremeno Doplerovski proširenom linijom svetlosnog izvora. Sve linije su Doplerovski proširene u izvoru svetlosti. Svako ekscitovano stanje se vraća u osnovno stanje emisijom rezonantne svetlosti. Intenzitet i polarizacija emitovane svetlosti se može izračunati iz selekcionih pravila datih u Glavama 12 i 13. Suma pojedinih intenziteta se opaža u fotodetektoru. Ako pretpostavimo na primer da svako stanje emituje linearno polarizovani talas sa amplitudom $a_1 \cos \omega_1 t$ ili $a_2 \cos \omega_2 t$, onda je ukupan intenzitet opažene rezonantne svetlosti, u slučaju da nema ukrštanja nivoa proporcionalan sa $a_1^2 + a_2^2$ usrednjeno u vremenu.

Ako, medjutim, postoji, ukrštanje dva nivoa, frekvencija prelaza je ista. Oba nivoa se koherentno ekscituju, i svetlosni talasi emitovani sa njih interferiraju. Opaženi intenzitet je proporcionalan sa $(a_1 + a_2)^2$. Tako, postoji promena prostorne raspodele emitovanog zračenja, i u pravcu opažanja ustanovljenom fotodetektorom aparature, postoji promena opaženog intenziteta svetlosti kad god je spoljašnje polje jednako B_c pri kome dolazi do ukrštanja između dva nivoa. Eksperimentalno opažanje je reprodukovano na dnu slike 22.10.

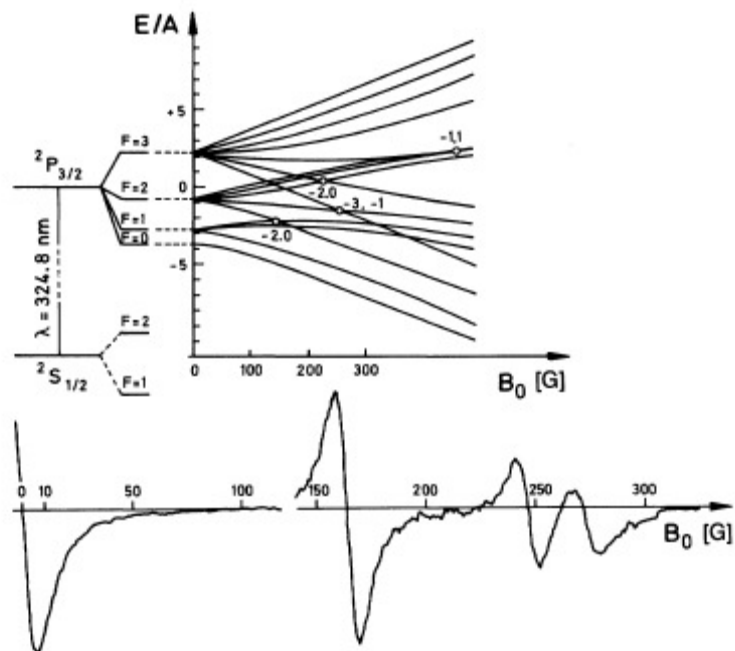
Polje ukrštanja B_c , i zavisnost termova od jačine polja B_0 se može izvesti iz promena intenziteta (Slika 22.10 gornji deo). Merenje promena termova je važno u određivanju fine strukture i hiperfinih konstanti.

Ako se za ekscitaciju koristi linearno polarizovana svetlost moguće je koherentno ekscitovati dva terma, sa istim frekvencijama prelaza pri čemu je selekciono pravilo na primer za $\delta m = +1$, dok je za drugi $\delta m = -1$. Oba su ispunjena, jer se linearno polarizovan svetlost može dekomponovati u σ^+ i σ^- komponentu. m vrednosti nivoa su prikazani na slici 22.10.

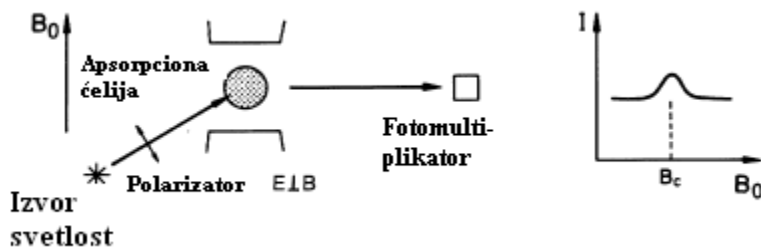
Značaj ove metode u spektroskopskoj analizi atomskih ekscitovanih stanja dolazi naročito od visoke spektralne rezolucije. Preciznost sa kojom se može meriti B_c tj. širina level crossing spektroskopije, nije ograničena Doplerovom širinom, jer se ovde koriste koherentne ekscitacije unutar atoma. Širina linije je prirodno ograničena životom ekscitovanog stanja, i u praksi je svega nekoliko MHz. Tako dobija se ista visoka spektralna rezolucija kao i sa visoko frekventnom spektroskopijom. Na primer može se odrediti cepanje fine strukture $2^2P_{3/2} - 2^2P_{1/2}$ u atomu ${}^6\text{Li}$ i ono iznosi 10052.76 MHz.

Slično, Hanle ov efekat, otkriven 1924, može se smatrati kao zero-field level crossing. Termovi koji nisu pocepani bez primene magnetskog polja “cross” in zero field, kada se polje B_0 menja od negativne vrednosti kroz nulu ka pozitivnom delu. U nultom polju, degenerisani atomi se mogu koherentno ekscitovati iz istog razloga kao i u level crossing spektroskopiji, pretpostavljajući validnost istih selekcionih pravila.

Koherencija ekscitacije i interferencija emitovane rezonantne svetlosti se uklanja kada se ukine degeneracija atoma primenom magnetskog polja. Slika 22.10 takodje pokazuje primer merenja Hanleovog efekta. To je važan eksperimentalan metod za određivanje života ekscitovanih stanja atoma. Shematski eksperimentalni uređaj za opažanje Hanleovog efekta i level crossing je prikazan na slici 22.11.



Slika 22.10. Level-crossing spektroskopija i Hanleov efekat u prelazu $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$. U gornjem delu slike, prikazan je dijagram energetskih nivoa; cepanje pobudjenog stanja $^2P_{3/2}$ je dato u jedinicama konstante hiperfine strukture. Crossing tačke, koje su pristupne u level crossing spectroscopy su označene njihovim m_F vrednostima. Jačina primenjenog polja B_0 je nacrtana na apscisi. U donjem delu slike, prikazane su eksperimentalne krive Hanleovog efekta (levo) i level crossing (desno). Iz eksperimentalni razloga izvod intenziteta w.r.t magnetskog polja dI/dB_0 se češće stavlja nego sam intenzitet. Zbog toga je grafik disperziona kriva i level crossing polje B_c odgovara zero crossing krivi, tj. tačkama kada seče abscisu. Levo, može se videti Hanleov efekat na $B_0=0$; desno, 3 level crossing, odgovara tačkama $(-2,0)$, $(-2,0)$ i $(-3,-1)$ u istom dijagramu termova.



Slika 22.11. Level crossing spektroskopija i Hanleov efekat. Levo, šema eksperimentalnog uređaja. Atomi u gasnoj ćeliji se ekscituju polarizovanom svetlošću iz konvencionalnog izvora svetlosti i opaža se rezonantna svetlost (sa ili bez polarizacionog analizatora) kao funkcija magnetskog polja B_0 . Pri level crossing polju B_c , intenzitet i polarizacija rezonantne svetlosti se detektuje fotomultilikatorom. Ovo je indicirano desno.

22.6 Lasersko hladjenje atoma.

Foton se može rasejati na atomu, i u ovom procesu preneti određeni impuls. U ovom procesu rasejanja, prvo se apsorbira dolazeći kvant svetlosti, i onda se novi svetlosni kvant emituje u pravcu koji nije u istom pravcu u kome se kretao incidentni foton. Ako energija fotona odgovara frekvenciji prelaza atoma, događa se realni apsorpcioni proces; u suprotnom, događa se “virtuelni” prelaz. Ako se snop atom sudara sa snopom fotona, atomi se usporavaju, jer fotoni inicijalno imaju dominantni pravac, dok se reemitovani fotoni zrače u svim pravcima. Ovaj efekat je, sigurno, sasvim mali za jedan foton: brzina atoma se smanji za iznos reda jednog cm/s, a atom se u gasu na sobnoj temperaturi kreće oko 1000 m/s. Ova “sila rasejavanja” je otkrivena odavno 1933 od strane Otto R. Frisch a koji je skretao snop atoma natrijuma. On je proizvodio natrijumovu paru grejući metal u nekoj posudi, zatim je dozvolio da atomi pare prodju kroz niz procepa i kolimatora, formirajući atomski snop. Ovaj snop je ozračivan sa strane fotona iz natrijumove lampe. U ovom eksperimentu, Frisch je zaista mogao da opazi malo skretanje atomskog snopa.

Teodor Hansch i Arthur Schawlow su 1975 godine sugerisali mogućnost korišćenja laserske svetlosti za usporavanje, i tako, hladjenje atoma (Doplerovo hladjenje). Iste godine, slična šema je predložena od strane Davida J. Winelanda i Hansa G. Dehlmelta sa ciljem hladjenja trapiranih jona korišćenjem lasera. Osnovna ideja se sastoji u sledećem: prvo razmotrimo atom koji se kreće s desna u levo i sudara sa laserskim snopom koji dolazi sa leva. Frekvencija laserskog snopa je podešena tako da leži nešto ispod rezonantne apsorpcione linije atoma. Usled Doplerovog efekta, frekvencija fotona koja se vidi sa atoma je povećana, tako da atom može da apsorbira dolazeći foton, i da ponovo re emituje drugi foton u nekom pravcu. Ako se atom kreće u suprotnom pravcu, frekvencija laserske svetlosti se pomera dalje od niske frekventne strane apsorpcione linije, i apsorpcija svetlosti je bitno oslabljena. Ova asimetrija između atoma koji se kreću levo i desno izaziva da se oni koji se kreću levo usporavaju, dok, praktično nema uticaja na one koji se kreću u desno. Da bi ohladili atome, koji se inicijalno kreću haotično, Hansch i Schawlow su sugerisali da se laser primeni u sva tri pravca. Atom koji se kreće u takvom ukrštenom polju se može razmatrati kao Braunova čestica koja se sudara sa fotonima. Prema teoriji Braunovog kretanja, čestice će se usporavati, ali će se uspostaviti toplotna ravnoteža sa interagujućim fotonskim poljem. Gruba procena daje da je ova temperatura $kT = \hbar\Gamma / 2$ gde je k Bolcmanova konstanta i Γ je širina linije atomskog prelaza.

Zbog usporavajućeg karaktera fotonskog medijuma, ovo je nazvano “optical molasses”. Inicijalni eksperimenti su potvrdili teorijska očekivanja: atomi se mogu na ovaj laserski način hladiti tako da se njihova kinetička energija smanji na mali ostatak, koja odgovara vrlo niskoj temperaturi.

Za Na očekuje se temperatura od 240 μ K; međutim dostignuto je oko 40 μ K, tj. nadjena je znatno niža vrednost. Ona se može odrediti iz spektralne raspodele rasejane svetlosti (vidi Sl. 22.14). Da bi smo razumeli ovu razliku, potrebno je da produbimo naše znanje interakcije atoma i svetlosti. Štaviše, nadjeno je da niža temperatura nisu rezultat

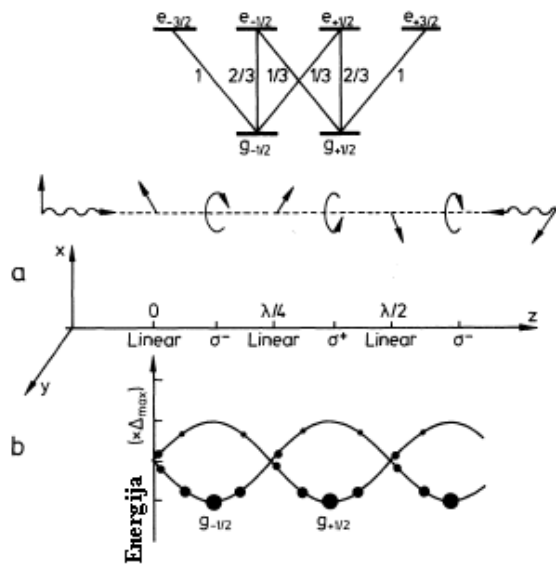
visokog intenziteta laserke svetlosti; nasuprot tome, temperatura opada sa smanjenjem intenziteta. Jasno je da se nekoliko dodatnih efekata pojavljuje u laserskom hladjenju atoma.

Ovde ćemo opisati jedan takav mehanizam, prvobitno predložen od Cohen-Tanoudji, bez isključivanja mogućnosti da postoje i dodatni efekti. Ovaj teorijski pristup startuje od činjenice da sistemi sa dva nivoa nisu jednostavni, kao što se pretpostavlja u teoriji Doplerovog hladjenja. Ovi atomi imaju nekoliko Zemanovih podnivoa u njihovom osnovnom stanju g , koja su mutually degenerisana u odsustvu spoljašnjih polja. Ako se ozračuje svetlošću naročite polarizacije, ekscituje se elektron od specijalnog podnivoa u ekscitovano stanje, odakle se elektron može vratiti u razne podnivoje osnovnog stanja emisijom fotona. Preko ovog procesa, koji pripada klasi metoda optičkog pumpanja (vidi sekciju 13.5) menja se populacija (naseljenost) podnivoa. Prelaz od jednog podnivoa na drugi događa se sa odredjenom brzinom (rate constant), koja je proporcionalna intenzitetu laserske svetlosti koja ozračava atome. Ova brzina, tj. broj prelaza u sekundi, se može napisati kao recipročna vrednost srednjeg vremena prelaza τ_p sa jednog podnivoa na drugi. Na dalje ćemo koristiti vreme τ_p .

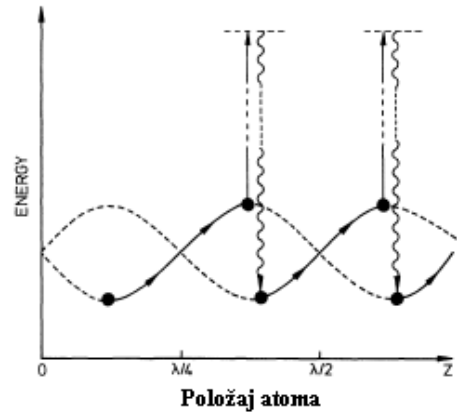
Drugi važan aspekt teorije Cohen-Tannoudjija je činjenica da optička interakcija atoma sa poljem zračenja može da dovede do energetskih pomeraja. Ovde je nužno razmotriti atom i polje zračenja koji interaguju kao celokupni sistem, u kome postoji “dressed stanje” atoma, tj postoji atomsko stanje + foton. Usled interakcije elektrona u odredjenom stanju sa poljem laserskog zračenja, postoji energetski shift δ izmedju osnovnog stanja atoma sa nekoliko fotona i atoma sa jednim ili ni jednim fotonom. Pored ovoga, postoji i druga atom-polje zračenja interakcija koja daje porast talasnog paketa od osnovnog do ekscitovanog stanja u kome (kao i spin sistemima) Rabijeva frekvencija Ω igra odredjenu ulogu. Rabijeva frekvencija ima direktan intuiivni smisao koji ćemo prvo objasniti u vezi sa spinovima. Ako se spin nalazi u magnetskom polju koje je konstantno u toku vremena, spin će zauzeti jedno od dva energetska stanja, paralelno ili antiparalelno polju. Ako se sada primeni drugo magnetsko polje B , koji osciluje u pravcu normalnom na statičko polje sa frekvencijom u rezonanci sa energetskim procepom ova dva spinska stanja, spin će početi da se preokreće sa frekvencijom $\mu B / \hbar$ gde je μ Borov magneton. Ovo je Rabijeva frekvencija. Analogna Rabijeva frekvencija se nalazi $\theta E / \hbar$ izmedju dva elektronska stanja koja su u “igri”. θ je dipolni matrični elemenat i E je vremenski nezavisna amplituda oscilujućeg polja u atomu. U stvari Rabijeva frekvencija, pomnožena sa \hbar je mera energije interakcije izmedju elektrona i oscilujućeg polja. Kombinujući gore opisane efekte, naćićemo, kao što je pokazano u teoriji, da je “dressed stanja” odbijaju jedno drugo; odbijanje opada sa povećanjem rastojanja izmedju stanja kada je δ veliko, prema formuli $\Omega^2 / 2\delta$. Veličina shifta linije u osnovnom stanju atoma je polovina ove vrednosti. Rabijeva frekvencija je proporcionalna amplitudi polja, tako da je shif linije, kao i jaćina pumpanja $1/\tau_p$ jeste proporcionalna intenzitetu lasera I_L . One takodje zavise od polarizacije laserskog snopa, i generalno, različite su za svaki Zemanov podnivo.

Konaćno, ovaj novi mehanizam hladjenja zavisi od postojanja polarizacionog gradijenta koji se neizbežno događa u tri demnzionalnim optičim molass. Ovde ćemo kao primer novog mehanizma hladjenja atoma razmotriti jednodimenzionalnu melasu u kojoj dva talasa propagiraju sa istom amplitudom i niearnim polarizacijama koje su medjusobno ortogonalne. (Slika 22.12). U ovoj vrsti laserske konfiguracije, postoji jak

polarizacioni gradijent, jer se polarizacija ukupnog polja kontinualno menja od $1/8$ talasne dužine λ od linearne do σ^+ (cirkularno polarizovane svetlosti koja rotira u smeru suprotno od pravca sata u odnosu na z osu; vidi sekciju 13.3.3) od σ^+ do linearne do sledećih $\lambda/8$, od linearne do σ^- u sledećih $\lambda/8$ i tako dalje, kada se atom kreće duž z ose u stojećem talasu. Kao primer uzmimo slučaj atomskog prelaza od osnovnog stanja g sa ukupnim angularnim momentom $J=1/2$ do ekscitovanog stanja e sa $J=3/2$. Usled polarizacionog gradijenta naseljenost i energije dva osnovna podstanja jako zavise od položaja atoma duž z ose. Razmotrimo atom koji je u osnovno stanju na mestu $z=\lambda/8$, gde je polarizacija σ^- ; apsorpcija σ^- fotona može izazvati prelaz iz $g_{+1/2}$ u $e_{-1/2}$ odakle se može raspasti u osnovno podstanje $g_{-1/2}$.



Slika 22.12. Pomeraj linija u polarizacionom gradijentu. (a).



Slika 22.13. Atom se kreće u laserskoj konfiguraciji Slike 22.12, penje se uz potencijal na maksimum pre nego što je optički pumpan

Ako se atom vrati natrag u osnovno stanje $g_{+1/2}$ on može ponovo da apsorbuje foton σ^- i tako ponovo ima šanse da stigne na $g_{-1/2}$ podstanje. Ako se pak, σ^- foton apsorbuje u $g_{-1/2}$ stanju, ovo će prebaciti atom u $e_{-1/2}$ stanje, odakle se on može vratiti samo u $g_{-1/2}$. Odavde proizlazi da će u stacionarnom stanju ukupna atomska populacija biti pumpana u $g_{-1/2}$ stanje. Kako se može pokazati σ^- prelaz koji počinje iz $g_{-1/2}$ je tri puta jači nego σ^- prelaz koji startuje od $g_{+1/2}$. Shift linije Δ'_- od $g_{-1/2}$ je tri puta veći nego shift Δ'_+ od $g_{+1/2}$. Ovde pretpostavljamo da se laser može podesiti na crvenu stranu prelaza, tako da obe linije imaju negativan shift. U slučaju da je atom lociran na $3\lambda/8$ gde je polarizacija σ^+ gornje razmatranje je tačno obrnuto. Ukupna populacija je sada u $g_{+1/2}$ i sada imamo $\Delta'_+=3\Delta'_-$. Konačno, ako je atom u položaju gde je polarizacija linearne, na primer u $z=0, \lambda/4, \lambda/2, \dots$ razmatranja pokazuju da su dva podnivoa jednako naseljena i imaju isti shift linije.

Svi ovi rezultati su sumirani na Slici 22.12, koja pokazuje kako shift energija i populacija dva podnivoa osnovnog stanja zavise od z za atom koji je u položaju z . Prirodno, na atom u miru usrednjeno ne deluje nikakva sila, jer je naseljenost simetrično raspoređena preko maksimuma i minimuma. Ako je pak, atom u kretanju, ova simetrija je poremećana i i pojavljuje se srednja sila. Ovde je bitno da proces optičkog pumpanja koji generiše raspodelu naseljenosti, zahteva neko konačno vreme τ_p . Razmotrimo atom koji se kreće udesno na početku $\lambda/8$ gde se populacija pumpa do dna minimuma (Sl.22.13). Ako je njegova brzina, v , upravo takva da se atom kreće za rastojanje reda $\lambda/4$ za vreme τ_p onda će atom ostati u istom podstanju i rašće potencijal. Na maximumu, ima maksimalnu verovatnoću da bude optički pumpan u minimum potencijalne jame. Odavde, isti niz događaj kao što je prikazano na Slici 22.12 se može odigrati. Usled vremena kašnjenja τ_p čini se da atomi, slično Sisifusu u Grčkoj mitologiji jesu naterani da se stalno penju ka nekakvom brdu nanovo i nanovo konvertujući svaki put deo svoje kinetičke energije u potencijalnu.

Ova fizička slika nam pokazuje da novi mehanizam hladjenja jeste najefikasniji kada se atom predje rastojanje reda λ za vreme optičkog pumpanja τ_p . Tako, zahteva se brzina reda $v_p \cong \lambda/\tau_p$ ili ekvivalentno, $kv_p \cong 1/\tau_p$. Kako je brzina optičkog pumpanja proporcionalna intenzitetu lasera I_L onda je opseg v_p takodje proporcionalan I_L i teži nuli kada I_L ide u nulu. Nasuprot Doplerovom hladjenju opseg brzina u kojima atom može biti zahvaćen je nezavisan od I_L , dok je u Doplerovom hladjenju proporcionalan sa I_L . Ova značajna osobina je rezultat činjenice da kada I_L teži nuli, dugo vreme optičkog pumpanja kompenzira malost pomeraja linije.

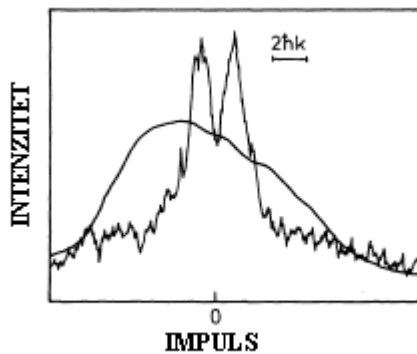
Pored "Sizifovog efekta" opisanog gore, postoje i drugi mehanizmi laserskog hladjenja koji rade na osnovi polarizacionog gradijenta koje ovde ne opisujemo. Iako je novi mehanizam hladjenja prvo opažen sa atomima natrijuma, oni u suštini nisu baš najpogodniji za ovo; teorija je znatno više primenjiva za cezijum koji ima znatno izraženiju finu strukturu.

Atomi primaju određeni impuls usled uzmaka pri emisiji fotona, to oni dobijaju neku vrstu Braunovog kretanja, može se pretpostaviti da ova energija uzmaka postavlja teorijski limit hladjenja atoma koji je reda $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2M}$, gde M predstavlja masu atoma.

Ali ovde, ovaj limit se opet može prevazići pomoću drugog novog mehanizma nazvanog "velocity-selective coherent population trapping" tj. selektivno koherentno trapiranje po brzinama. U ovom slučaju atomi se pripremaju kao koherentna superpozicija dva podnivoa osnovnog stanja, koja ne mogu da apsorbuju svetlost: dve apsorpcione amplitude koje odvede od ovih podnivoa imaju potpuno destruktivnu interferenciju jedna u odnosu na drugu. Neposredno nakon što je atom pumpan u takvo stanje, fluorescencija prestaje. Ovaj fenomen, koji je poznat i iz ranijih eksperimenata se može iskoristiti u hladjenju atoma. Ovde se koristi jednodimenziona melasa u kojoj dva laserska snopa imaju suprotnu kružnu rotacionu polarizaciju. Kako se već može pokazati (Doplerov pomeraj je uvek prisutan) trapirano stanje postoji samo za atome sa nultim brzinama. Ako njihove brzine nisu jednake nuli interferencija dve prelazne amplitude koje depopuliraju dva podnivoa, nije potpuno destruktivna i atom može da apsorbuje svetlost. Što je veća brzina to je veća i apsorpcija svetlosti. Da bi se naselilo neapsorbujuća trapirano stanje koristi se brzinska raspodela koja prati svaki ciklus

spontane emisije. Za atom koji je originalno u apsorbujućem stanju sa nenultom brzinom, postoji izvesna verovatnoća da će se pumpati u ne apsorbujuće stanje sa $v = 0$. Kada se ovo desi atomi su “sakriveni” od laserske svetlosti i na taj način od uzmaka. Na ovaj način, svi takvi atomi ostaju ostaju na $v = 0$, i može se očekivati da se svi atomi sakupe u malom intervalu brzina oko $v=0$.

U ovim razmatranjima, prepostavili smo da se atomi ponašaju kao klasične čestice sa odgovarajućim centrom mas. U suštini, na tako niskim temperaturama (μK) i tako malim prostornim rastojanjima, nužno je kvantno mehaničko razmatranje translatorskih kretanja atoma. Može se pokazati da je inicijalno stanje jeste linearna kombinacija dva atomska stanja koja se ne razlikuju samo po internim Zemanovim kvantnim brojevima već takodje i po kvantnim brojevima impulsa duž z ose. Kao rezultat, inicijalno stanje je prisutno kao dvostruko impulsno stanje. Ovo se potvrđuje eksperimentalnim rezultatom (Slika 22.14). Interesantno širina svakog pika raspodele brzina je manja od impulsa fotona $\hbar k$, što ponovo potvrđuje da je širina raspodele brzina manja od “limita uzmaka”. Jednodimenzionalna kritična energija odgovara temperaturi od $2 \mu\text{K}$.



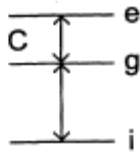
Slika 22.14. Raspodela impulsa atoma u pravcu laserskog snopa, za atome 4He koji su hladjeni koji su hladjeni metodom velocity selective coherent population trapping methodom. Širina svakog pika je manja nego impuls $\hbar k$ jednog fotona, što je indicacija hladjenja ispod granice uzmaka. Raspodela impulsa nehladjenih atoma je pokazana boldiranim krivom. (Iz A. Aspect, i dr. Phys. Rev. Lett 61, 826(1988)).

22.7 Nedestruktivna detekcija fotona. Primer atomske fizike u rezonantnoj šupljini.

Manipulacija atomskim stanjima u rezonantnim šupljinama se razvila u važnu oblast atomske fizike. Ovde dajemo naročito lep primer nedestruktivne detekcije fotona koja je obavljena u grupi Serge Haroche. Primer upravo pokazuje kako je plodna analogija između spin $-1/2$ sistema i atoma sa dva nivoa (two level atoma). Normalno, kada se fotoni detektuju oni se anihiliraju u detektoru, tako da je nemoguće videti isti foton dva puta. Da bi bili u mogućnosti da detektujemo foton nedestruktivno, potrebna je ekstremno jaka interakcija između materije i zračenja. Ovo se može realizovati pomoću kvantne elektrodinamike u rezonantnoj šupljini, gde se rezonantno kuplovanje između fotona i atoma može učiniti mnogo jačim nego sve disipativne interakcije sa okolinom.

Eksperiment opisan u sledećem tekstu, manipuliše sa stanjima koja imaju jedan foton ili nemaju fotona, i koje može da služi kao logički element kvatnih računara (Vidi Sekciju 23.9).

U rezonantnoj šupljini, postoje samo određene stojeći elektromagnetski talasi (mode). Takve mode mogu da budu zauzete sa n fotona, gde je $n=0,1,2,\dots$. Razmotrimo jednu takvu modu ovde, označenu sa C , sa $n=0$ ili sa $n=1$. Atom koji ovde tretiramo ima tri nivoa koja su relevantna u eksperimentu i oni su označeni sa e , g i i (Slika 22.15).



Slika 22.15. Šema nivoa atoma za nedestruktivnu detekciju fotona

Prelaz između e i g se uzima da je rezonantan sa fotonom mode C , dok prelaz između g i i nije. U inicijalnom stanju, tj. kada je atom upravo ušao u šupljinu pretpostavimo da ima jedan foton u modi C i da je atom u stanju g . Kombinovani sistem, atom+foton doživljava Rabijeve oscilacije sa frekvencijom Ω između stanja $|g,1\rangle$ i $|e,0\rangle$ analogno preokretanju spina u magnetskom polju (ovde koristimo bra i ket notaciju). Ove oscilacije su tretirane u sekciji 15.5.1 i 15.3 kao i u vežbanju 22.1. U trenutku t , sistem je u stanju koherentne superpozicije:

$$\psi = \cos(\Omega t / 2)|g,1\rangle + \sin(\Omega t / 2)|e,0\rangle \quad (22.10)$$

Kada je vreme interakcije t jednako $2\pi/\Omega$ atom je još jednom u stanju g i foton je prisutan. Medjutim, talasna funkcija (22.10) menja znak od $|g,1\rangle$ u $-|g,1\rangle \equiv \exp(i\pi)|g,1\rangle$ u kompletnoj analogiji sa pnašanjem sistema spin 1/2 (Sekcija 15.3). Na drugoj strani, ako nema inicijalno fotona ili ako je atom u stanju i , stanje sistema ostaje nepromenjeno. Ako uključimo stanja $|i,1\rangle$ i $|i,0\rangle$ u inicijalno stanje kao dodatnu superpoziciju u (22.10) nalazimo da se superpozicija stanja sa jednim fotonom

$$c_g|g,1\rangle + c_i|i,1\rangle \quad (22.11)$$

transformiše u

$$c_g e^{i\pi}|g,1\rangle + c_i|i,1\rangle \quad (22.12)$$

dok stanje sa ni jednim fotonom

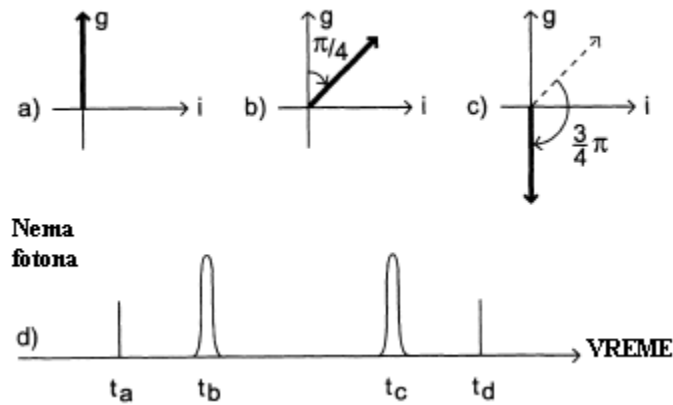
$$c_g|g,0\rangle + c_i|i,0\rangle \quad (22.13)$$

ostaje nepromenjeno. Ako $c_i=0$ u (2.11) prelaz (22.12) implicira samo promenu znaka (faze) talasne funkcije, koja, kao što znamo ne može da se detektuje eksperimentalno. Da bi se detektovalo postojanje fotona koherentna superpozicija (22.11) sa $c_g \neq 0$ i $c_i \neq 0$ je od najveće važnosti. Atom koji je originalno bio u stanju g je predmet pulsiranja pod

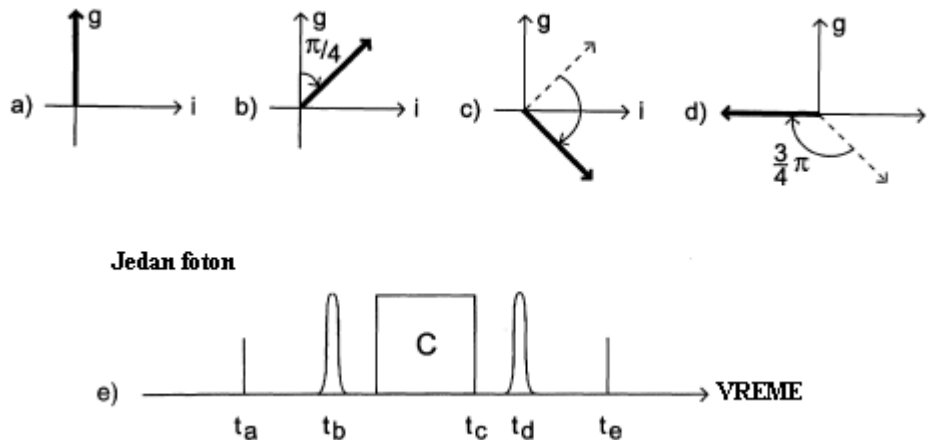
dejavom klasičnog oscilujućeg polja pre ulaska i nako napuštanja šupljine. Frekvencija v ovog polja se izabira rezonantna sa prelazaom $g \rightarrow i$. Prvi impuls proizvodi koherentnu superpoziciju (Slika 22.16)

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |i\rangle)$$

Drugi impuls po analogiji sa slučajem spina, "vraća" superpoziciju dalje. U slučaju tačne rezonanse između ν i frekvencije prelaza ν_{ig} ova rotacija je kompletna i originalno stanje $|g,0\rangle$ je ponovo uspostavljeno. Varijacija $\delta = \nu - \nu_{ig}$ menja verovatnoću P_g nalaženja atoma u osnovnom stanju; ona se menja sinusoidno sa δt . Ovo proizvodi takozvanje Ramseove trake. Konačno stanje je onda određeno pogodnim detektorom. Ako moda sadrži samo jedan foton, amplituda c_g (za atom u g) pokazuje promenu znaka. Ovo je ekvivalentno odbijanju vektora prezentovanom na (22.14) kroz i osu (slika 22.17).



Slika 22.16 a-d. Objašnjenje ponašanja koeficijenta c u talasnim funkcijama $c_g|g,0\rangle + c_i|i,0\rangle$ korišćenjem vektorskog dijagrama. (a) U inicijalnom stanju atom je u nivou g . (b) Prvi impuls rotira vektor (c_g, c_i) za $\pi/4$. (c) drugi impuls rotira vektor za $3\pi/4$ u našoj slici, tako da (ne računajući znak) ponovo se dostiže originalno stanje g . Konačno, meri se atomsko stanje. Važna notica: u interpretaciji koristeći spinove, rotacioni ugao je dva puta veći. (d) Vremenski niz impulsa.



Slika 22.17 a-e. Slično slici 22.16. ali sa jednim fotonom prisutnim. (a) U inicijalnom stanju atom je u stanju g . (b) Prvi impuls rotira vektor (c_g, c_i) za $\pi/4$. (c) Interakcija sa fotonom reflektuje vektor u i -osi. (d). Drugi impuls rotira vektor za $3\pi/4$ tako (ne računajući znak) ponovo se dostiže stanje i . Konačno, atomsko stanje – ovde označeno sa i - se meri (e) Vremenski niz impulsa.

Kada se primeni drugi impuls, rotacija za $3/4\pi$ se dešava i vektor (c_g, c_i) ponovo dodje na i osu. Atom je tako u stanju i , nasuprot situaciji bez fotona. Koristeći modele ovog tipa može se razumeti ponašanje sistema sa $\delta = \nu - \nu_{ig} \neq 0$. U slučaju potpune rezonance $\nu = \nu_{ig}$ može se naći savršena korelacija između atomskog stanja (i ili g) i broja fotona (0 ili 1).

Alternativni metod detekcije atomskih stanja je prethodno sugerisan od V.G. Braginsky i F.Y. Khalili. On je zasnovan na deflekciji atomskih orbita pre nego na interferenciji. U eksperimentu Haroche i dr., korišćeni su rubidijumovi atomi sa glavnim kvantnim brojem $n=50$ (nivo g) i $n=51$ (nivo e). Rabijeva frekvencija fotona u centru šupljine je $\Omega/2\pi = 47 \text{ kHz}$.

Problem

22.1. Tretirati interakciju izmedju fotona i atoma sa sva nivoa, koristeći Hamiltonijan u obliku

$$H = E_1 a_1^\dagger a_1 + E_2 a_2^\dagger a_2 + \hbar \omega b^\dagger b + G a_2^\dagger a_1 b + G a_1^\dagger a_2 b^\dagger$$

Gde je $E_2 - E_1 = E_2 - E_1 = \hbar \omega$

Simboli a_j^\dagger, a_j predstavljaju operatore kreacije i anihilacije elektrona i $b^\dagger b$ su opratori kreacije i anihilacije fotona. U datom kontekstu dovoljno je tretirati a^\dagger i a analogno sa b^\dagger i b .

Napomena. Koristi sledeće talasne funkcijue

$$\psi = c_1(t) a_1^\dagger b^\dagger \phi_0 + c_2(t) a_2^\dagger \phi_0,$$

Gde Φ_0 predstavlja opšte vakumsko stanje. Proveriti sledeća pravila

$$\begin{array}{ll} a_1^\dagger a_1 \cdot a_1^\dagger b^\dagger \phi_0 = a_1^\dagger b^\dagger \phi_0, & a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger \phi_0 = 0 \\ a_2^\dagger a_2 \cdot a_1^\dagger b^\dagger \phi_0 = 0, & a_2^\dagger a_2 a_2^\dagger \phi_0 = a_2^\dagger \phi_0 \\ a_2^\dagger a_1 b \cdot a_1^\dagger b^\dagger \phi_0 = a_2^\dagger \phi_0, & a_2^\dagger a_1 a_2^\dagger \phi_0 = 0 \\ a_1^\dagger a_2 b^\dagger \cdot a_1^\dagger b^\dagger \phi_0 = 0, & a_1^\dagger a_2 b^\dagger a_2^\dagger \phi_0 = a_1^\dagger b^\dagger \phi_0. \end{array}$$

Šta znače ova pravila? Koristiti sekcije 15.5.1 i 15.2. Identifikovati $a_1^\dagger b^\dagger \Phi_0$ sa $|g,1\rangle$ i $a_2^\dagger \Phi_0$ sa $|e,0\rangle$.